

Регистрация фотоиндуцированной проводимости регулярной доменной структуры с наклонными стенками в кристалле 5% MgO:LiNbO₃ на длинах волн 457, 532 и 632.8 нм

Е.Н. Савченков¹, С.М. Шандаров¹, Н.И. Буримов¹, А.А. Есин², А.Р. Ахматханов²,
В.Я. Шур²

¹Томский гос. университет систем управления и радиоэлектроники, 634050 Томск, Россия
e-mail: stanislavshandarov@gmail.com

²Уральский федеральный университет, 620002 Екатеринбург, Россия

Одним из приложений регулярных доменных структур (РДС) в ниобате лития (LN) является электрооптическая модуляция лазерного излучения [1-6], реализуемая в режиме дифракции Брэгга во всем диапазоне его прозрачности. РДС в LN могут иметь наклон к полярной оси, с углом в 0.2° и более [7-9]. Наклонные стенки являются заряженными и имеют проводимость, значительно превосходящую её значение для монодоменного LN [7-9]. Для РДС в кристалле 5%MgO:LiNbO₃, имеющей углы наклона стенок $\alpha = \pm 0.31^\circ$, методом дифракции Брэгга была обнаружена проводимость, фотоиндуцированная зондирующим пучком с длиной волны $\lambda = 632.8$ нм [10], которая может оказывать влияние на характеристики электрооптических модуляторов, использующих РДС в LN. В настоящем сообщении данная методика распространена для этого же кристалла на использование зондирующих пучков с длинами волн 457 и 532 нм, а также на более широкий диапазон изменения интенсивности для излучения с $\lambda = 632.8$ нм.

Для реализации электрооптической дифракции Брэгга в первый порядок (Рис. 1) к РДС с помощью механически прижимаемых медных электродов прикладывалось внешнее постоянное поле от источника напряжения, включаемое тумблером через резистор 1 кОм.

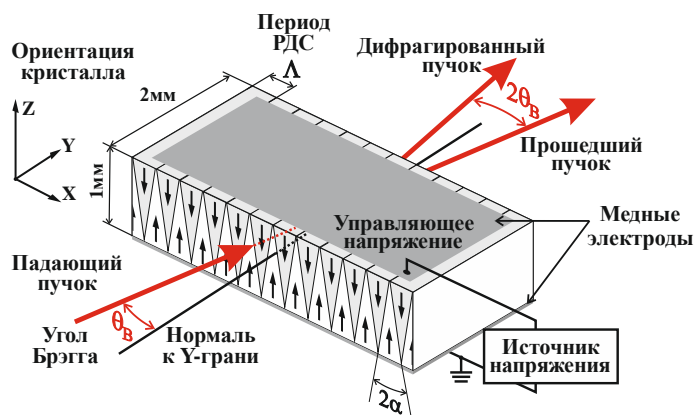


Рисунок 1. Схема электрооптической дифракции Брэгга на РДС с наклонными доменными стенками в 5%MgO:LiNbO₃.

Используемые гауссовы лазерные пучки, интенсивность которых ослаблялась светофильтрами до необходимых значений, фокусировались примерно в середину кристалла сферической линзой с фокусным расстоянием 350 мм. Положение перетяжки пучка по оси Z определялось без внешнего поля, исходя из симметричности первого брэгговского дифракционного максимума, расщепленного на две части вследствие дифракции на двух системах параллельных доменных стенок (Рис. 1), рассмотренной ранее в [9]. В отсутствие внешнего поля имела место дифракция Брэгга на доменных стенках РДС с эффективностью $\eta_{dw} = 0.012, 0.020$ и 0.022 для $\lambda = 632.8, 532$ и 457 нм.

Включение напряжения приводило к изменениям интенсивности дифрагированного пучка $I(t)$, которые регистрировались цифровым осциллографом TBS 1152. Дифракционная эффективность примерно за 25 нс достигала максимума, а далее имела место её медленная релаксация к исходной величине η_{dw} . Скорость релаксации уменьшалась как с уменьшением интенсивности зондирующего пучка I_0 , так и с увеличением длины волны.

Анализ релаксационных зависимостей показал, что динамика электрического поля в засвечиваемой области РДС может быть удовлетворительно описана функцией:

$$E(t, I_0, \lambda) = E_m(\lambda) \exp \left\{ -a_E(I_0, \lambda) \ln [1 + b_E(I_0, \lambda)t] \right\}, \quad (1)$$

Из (1) следует, что чисто экспоненциальный (максвелловский) характер релаксации со скоростью $\gamma_0(I_0, \lambda) = a_E(I_0, \lambda)b_E(I_0, \lambda)$ наблюдается на начальном участке, при $b_E t \ll 1$. Причину релаксации можно связать с экранировкой внешнего поля вследствие вызываемого им перераспределения зарядов в области проводящих наклонных доменных стенок [10], с усредненной по периоду РДС эффективной проводимостью, определяемой как $\sigma_{eff}(I_0, \lambda) = \varepsilon_{33}\gamma_0(I_0, \lambda)$, где ε_{33} – статическая диэлектрическая проницаемость LN.

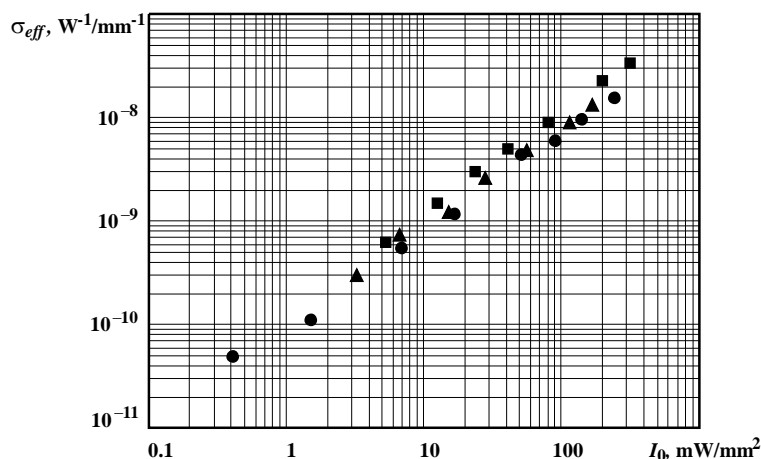


Рисунок 2. Зависимости усредненной по периоду Λ фотоиндуцированной проводимости РДС от пиковой интенсивности зондирующего пучка с длинами волн ■ - 457 нм, ▲ - 532 нм, ● - 632.8 нм.

Таким образом, при дифракции Брэгга на РДС с доменными стенками, имеющими наклон к полярной оси, приложение внешнего поля вначале приводит к быстрому увеличению эффективности, с последующей её медленной релаксацией. Скорость релаксации растет с укорочением длины волны в диапазоне от 457 до 632.8 нм, и линейно связана с интенсивностью зондирующего пучка. Особенности релаксации можно связать с изменением проводимости наклонных доменных стенок РДС. Перераспределение зарядов по ним приводит к экранировке внешнего поля в освещенной области, вызывая уменьшение электрооптического вклада в дифракцию.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 16-29-14046-офи_м) и Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках Госзадания на 2020–2022 годы (задание FEWM-2020-0038/3).

1. P. Ferraro, S. Grilli, P. DeNatale, *Ferroelectric Crystals for Photonic Applications* (Springer, 2014).
2. M. Yamada, *Rev. Sci. Instrum.* **71**, 4010 (2000).
3. J.A. Abernethy, C.B.E. Gawith, R.W. Eason, P.G.R. Smith, *Appl. Phys. Lett.* **81**, 2514 (2002).
4. T. Inoue, T. Suhara, *IEEE Photon. Technol. Letts.* **23**, 1252 (2011).
5. I. Mhaouech, V. Coda, G. Montemezzani, M. Chauvet, L. Guilbert, *Opt. Lett.* **41**, 4174 (2016).
6. S.M. Shandarov, E.N. Savchenkov, M.V. Borodin, et al., *Ferroelectrics* **542**, 58 (2019).
7. P.S. Bednyakov, B.I. Sturman, T. Sluka, et al., *NPJ Computational Materials* **4**, 65 (2018).
8. A.A. Esin, A.R. Akhmatkhanov, V.Ya. Shur, *Appl. Phys. Lett.* **114**, 092901 (2019).
9. Е.Н. Савченков, С.М. Шандаров, С.В. Смирнов и др., *Письма в ЖЭТФ* **110**, 165 (2019).
10. Е.Н. Савченков, А.В. Дубиков, А.Е. Шараева и др., *Письма в ЖЭТФ* **112**, 644 (2020).